アモルファス磁性体の相転移

東大・教養　奥　　通　敬

アモルファス磁性体は，大別して2種に分類できる。[1),2)] 磁歪や，局所誘導磁気異方性

Table I　軟磁性と硬磁性

	軟　　磁　　性	硬　　磁　　性
合　　　金	稀土類金属と半金属 CoPなど	重稀土類金属と遷移金属又は貴金属 TbAg, DyAg, $TbFe_2$ など
支配的な項	交換相互作用のゆらぎ(ΔJ_{ij})	異方性のゆらぎ(D)
相　転　移	2次転移 強磁性	$N > N_c \simeq 3.9$ では2次転移 (強磁性) $N > N_c$ ではスピン・グラス
自発磁化と flattening	suppressed あ　り	much suppressed なし
ヒステリシス	なし(あっても磁歪，磁壁のピニングが原因)	あり(異方性エネルギーDのポテンシャルバリアが大きいため)

に起因する磁壁のピニング等のマイナーな効果は，とりあえず無視して，局在d電子を持つ稀土類磁性原子の周りに，非磁性原子又は遷移金属原子が，ランダムに分布していることから生じる格子の歪みや容易軸方向の乱れを，平均場的に取り入れると，レギュラーな格子上のスピンにおいて，交換相互作用と磁気異方性の両ゆらぎを加えた次のモデルが得られる。

$$H=-\frac{1}{2}\sum_{<ij>}(\overline{J}_{ij}+\Delta J_{ij})\vec{S}_i\cdot\vec{S}_j-\mathrm{D}\sum_i(\vec{X}_i\cdot\vec{S}_i)^2-\vec{H}\cdot\sum_i\vec{S}_i\ , \qquad (1)$$

ここに $J_{ij}>0$ で，ゆらぎ ΔJ_{ij} の分布は Gauss 型で，その配位平均〔……〕は

$$[\Delta \overline{J}_{ij}]=0 \quad \text{and} \quad [\Delta J_{ij}\,\Delta J_{kl}]\neq 0 \quad \text{only if} \quad (ij)=(kl). \qquad (2)$$

更に，容易軸方向の単位ベクトル $\vec{X}_i$ の角度平均は，次の様に定義される。

$$\ll\cdots\gg=\int d\vec{x}\cdots/\int d\vec{x} \tag{3}$$

$\vec{S}_i$ は，第 i 格子点上の N 成分スピンであるが，硬アモルファス磁性体においては，全角運動量 $\vec{L}_i+2\vec{S}_i$ に他ならない。

相互作用レンジに関して，軟アモルファス磁性体では，RKKY 型のような長距離型でなく，短距離力であることが，数学的に証明されている。一方，硬アモルファス磁性体においては，長距離相互作用が存在する可能性も示唆されているが，数学的導出は未だなく，ここでは，短距離型と仮定する。

我々の興味は，このモデルが，空間次元 $2<d<4$ において，いかなる相転移を呈するかにある。しかし，モデルがこれ程シンプルにもかかわらず，扱い方により，それどころか特定の方法を用いてすら，これ程多くの部分的に又は全く互いに相容れない結果が報告されているモ

Table Ⅱ　RAM（ランダム異方性エネルギーモデル）の歴史。F及びNLは，それぞれ〝強磁性的″，〝非磁性的，スピングラス，長距離秩序なし″を意味する

	N	ΔJ_{ij}	H	References	Small ⟵ D ⟶ Large
Mean Field	3	0	≠0	Harris et al.[4] (1973)	⟵ F ⟶
Mean Field	3	0	≠0	Cochrane et al.[5] (1975)	F　NL
Ren.Group Replica	≥2	0	0	Aharony[6] (1975)	{ F.for $N>N_c=3.9$ / NL for $N<N_c$ } up to $O(D^2)$ ——
Mean Field	3	0	≠0	Harris and Zobin[7] (1977)	F　NL
Mean Field	3	0	≠0	Callen et al.[8] (1977)	⟵ F ⟶
Monte Carlo	3	0	≠0	Chi and Alben[9] (1977)	⟵ F ⟶
R.G.Replica	≥2	0	0	Chen and Lubensky[10] (1977)	—— NL
Mean Field	3	0	≠0	Patterson et al.[11] (1978)	⟵ F ⟶
Monte Carlo	3	0	≠0	Harris and Sung[12] (1978)	—— F
Perturbation	≥2	0	0	Pelcovitz et al.[13] (1978; 1982)	⟵ NL ⟶
Monte Carlo	3	0	0	Chi and Egami[14] (1979)	—— NL
Monte Carlo	3	0	≠0	Jayaprakash et al.[15] (1980)	—— NL
Ren.Group Random Field	≥2	0	≠0	Aharony and Pytte[16] (1980)	NL ——
Mean Field	3	0	0	Derrida et al.[17] (1980)	⟵ F ⟶
1/N Expansion	∞	≠0	≠0	Ginzburg[18] (1981)	⟵ NL ⟶
R.G.Replica 1/N Expansion	∞	0	≠0	Goldschmidt[19] (1983)	⟵ NL ⟶
Ren.Field Th. Replica	arbi-trary	≠0	0	Oku[20] (1983)	{ F.for $N>N_c=(-7+3\sqrt{57})/4+(0.57\pm0.03)\varepsilon$ / NL.for $N<N_c$ up to $O(D^4)$, }
R.G.Replica 1/N Expansion	large N	0	≠0	Goldschmidt[21] (1984)	⟵ NL ⟶
Ren.Field Th. Replica	arbi-trary	≠0	≠0	Oku[22),23)] (1985)	{ F.for $N>N_c$ / NL.for $N<N_c$ } up to $O(D^2)$,　NL

デルは，他に類をみない。〔Table Ⅱ〕 それ程，このモデルが一筋縄ではいかない代物だということである。

大きく定性的に見ると，このモデルが表現するのは，交換相互作用による ordering force と，ランダム異方性エネルギーによる disordering force の競合する系である。従って，$D/\overline{J}$ が大きいときには，基底状態は非磁性的で，$D/\overline{J}$ が小さい時には，強磁性的であることが期待される。我々の得た結論も，この大まかな見通しに一致する。しかしながら，同時に，新たに解決されねばならない課題として，幾つかの問題点が提起される。

これらの結論及び問題点について，数頁で概述することは，かえって誤解を誘発するのが関の山で，所詮言い尽くすことはできない。興味を抱いていただいた方には，文献中の著者の一連の論文を参照していただけると幸いです。

文　献

1) T. Kaneyoshi, *Amorphous Magnetism* (CRC Press, Inc., Boca Raton, Florida, 1984).
2) R. W. Cochrane, R. Harris and M. J. Zuckermann, Phys. Rep. **31** (1978), 1.
3) T. Kaneyoshi, J. Phys. **F5** (1975), 1014.
4) R. Harris, M. Plischke and M. J. Zuckermann, Phys. Lett. **31** (1973), 160.
5) R. W. Cochrane, R. Harris, M. Plischke, D. Zobin and M. J. Zuckermann, J. Phys. **F5** (1975), 763.
6) A. Aharony, Phys. Rev. **B12** (1975), 1038.
7) R. Harris and D. Zobin, J. Phys. **F7** (1977), 337.
8) E. Callen, Y. J. Liu and J. R. Cullen, Phys. Rev. **B16** (1977), 263.
9) M. C. Chi and R. Alben, J. Appl. Phys. **48** (1977), 2987.
10) J. H. Chen and T. C. Lubensky, Phys. Rev. **B16** (1977), 2106.
11) J. D. Patterson G. R. Gruzalski and D. J. Sellmyer, Phys. Rev. **B18** (1978), 1377.
12) R. Harris and S. H. Sung, J. Phys. **F8** (1978), L299.
13) R. A. Pelcovitz, E. Pytte and J. Rudnick, Phys. Rev. Lett. **40** (1978), 476; **48** (1982), 1297 (E).
14) M. C. Chi and T. Egami, J. Appl. Phys. **50** (1979), 1651.
15) C. Jayaprakash and S. Kirkpatrick, Phys. Rev. **B21** (1980), 4072.
16) A. Aharony and E. Pytte, Phys. Rev. Lett. **45** (1980), 1583.
17) B. Derrida and J. Vannimenus, J. Phys. **C13** (1980), 3261.
18) J. L. Ginzburg, Sov. Phys. **JETP54** (1981), 737.
19) Y. Y. Goldschmidt, Nucl. Phys. **B225** (1983), 123.
20) M. Oku, Prog. Theor. Phys. **70** (1983), 1523.

21) Y. Y. Goldschmidt, Phys. Rev. **B30** (1984), 1632.
22) M. Oku, Prog. Theor. Phys. (1985), to be published.
23) M. Oku, Prog. Theor. Phys. (1985), in submission.

スピングラスの量子効果

大阪市大・理　石井広湖，山本哲也

スピングラスの理論研究は，Ising スピン系や，それを m－成分に拡張した m－ベクトルモデルで主になされてきた。Sherrington-Kirkpatrick (SK) モデルでは，T_c 以下でスピン位相空間に正負の競合する相互作用に起因する沢山の準安定状態が存在する。そして高い障壁で隔てられた準安定状態の一つ一つが，温度を下げると更に次々と細分化されてゆくというスピン空間の構造が，Mézard 等[1)] の研究で最近明らかにされた。この準安定状態に系が落ちこんでスピングラス凍結が生ずる。ハミルトニアンの非対角項によるスピンの量子力学的運動は，この凍結にどのように逆うかを，レヴューを交えて報告する。ここではSKモデル

$$H = -\sum_{(ij)} J_{ij} S_{iz} S_{jz} ,$$

J_{ij} を与える確率分布は，

$$p(J_{ij}) = \sqrt{N/2\pi\tilde{J}^2}\ \exp\left[-NJ_{ij}^2/2\tilde{J}^2\right] , \tag{1}$$

に限定し，§1では $S_{iz} \to \vec{S}_i$ とした時，即 Ising 系から Heisenberg 系へ移った時導入される非対角項のもたらす量子効果を，§2では SK-Ising モデルに加えられた横磁場による量子効果を述べる。伝導電子など他の自由度による量子効果には触れない。

§1.　SK-Heisenberg モデル

良く知られているように，最近接スピン間にのみ強磁性相互作用の働く正方格子は，Ising モデルでは T_c が存在するが，Heisenberg モデルでは転移がない。立方格子ではどちらにも T_c が存在するが，後者の T_c の方が前者より低い。スピングラスでも，Heisenberg モデルになるとスピングラス凍結は量子効果のため生じないのではないか，という懸念が出されたが，[2)] T_c は低下するものの結局凍結が生ずることが結論された。[3),4)] ここでは Bray-Moore [3)] のレプリカ